

ПОПЕРЕЧНАЯ ОБЪЕМНАЯ ЭДС И РАСТЯГИВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ДЛИН В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

З.С.Грибников

В многодолинном полупроводнике электрическое поле E_x вызывает поперечные потоки электронов, принадлежащих различным долинам

$$j_y^{(a)} = -\mu_{yx}^{(a)} n^{(a)} E_x \quad (1)$$

($\mu_{ik}^{(a)}$ — тензор подвижности в a -ой долине). Если полупроводник однороден в направлении y , то всюду, исключая тонкие приповерхностные области [1,2], $n^{(a)} = n/m$ (n — полная концентрация электронов, m — число эквивалентных долин), так что в кристалле с кубической симметрией

$$\sum_{a=1}^m \mu_{yx}^{(a)} = 0$$

ток в направлении y равен 0. При наличии градиента dn/dy нарушается непрерывность потока $j_y^{(a)}$, что приводит к появлению междолинного перераспределения

$$n^{(a)} - \frac{n}{m} = -\tau \frac{dj_y^{(a)}}{dy} \cong \mu_{yx}^{(a)} \tau \frac{E_x}{m} \frac{dn}{dy}, \quad (2)$$

где τ — время междолинной релаксации. Отклонение от междолинного равновесия (2) влечет за собой анизотропию проводимости полупроводника, так что полный поток электронов в направлении y состоит теперь из диффузионного потока, связанного с градиентом dn/dy , дрейфового потока в поле E_y и анизотропного потока в поле E_x . Поскольку последний пропорционален dn/dy , изменяется эффективный коэффициент диффузии в направлении y

$$j_y = -D_n^* \frac{dn}{dy} - \mu_n n E_y, \quad (3)$$

где
$$D_n^* = D_n (1 + \gamma^2), \quad (4)$$

$D_n = (kT/e) \mu_n$, μ_n — средняя (изотропная) подвижность электронов, γ — безразмерное электрическое поле E_x :

$$\gamma^2 = \frac{1}{m} \sum_{a=1}^m \left(\frac{\mu_{yx}^{(a)}}{D_n} E_x L \right)^2, \quad L = \sqrt{D_n \tau}. \quad (5)$$

Формулы (3) – (5) получены в предположении о малом перераспределении, что приводит к условию плавной неоднородности

$$\gamma L \ll L_p, \quad (6)$$

где L_p – характерная длина неоднородности. Отметим, что в противном случае – вблизи резкой неоднородности – возникают явления, сходные с рассмотренными в [1, 2].

Получим некоторые следствия роста коэффициента диффузии.

1. Монополярный полупроводник.

В этом случае градиент концентрации носителей можно получить неоднородным легированием. Условие отсутствия поперечного тока ($j_y = 0$) приведет к появлению поперечной объемной ЭДС

$$V_y = - \int_{y_1}^{y_2} E_y dy - \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \gamma^2 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}. \quad (7)$$

ЭДС V_y строго пропорциональна квадрату E_x ; знак ее определяется знаком градиента концентрации, а величина пропорциональна τ (и, по-видимому, может быть использована для его измерения).

При выводе формулы (7) предполагалось, что τ не зависит от y . При низких температурах и высоких концентрациях примеси (см. работы [3,4]) τ зависит от концентрации и степени ионизации доноров. В простейшем случае, когда все доноры ионизированы и имеет место квазинейтральность, можно принять $\tau = (a + b n)^{-1}$; тогда

$$V_y = \gamma_0^2 \frac{kT}{e} \ln \left[\left(\frac{n_2}{n_1} \right) \left(\frac{a + b n_1}{a + b n_2} \right) \right], \quad (8)$$

где под γ_0 подразумевается значение γ при $\tau = a^{-1}$.

2. Биполярный неравновесный полупроводник.

Неоднородное распределение электронов в полупроводнике может быть создано неоднородной в направлении y фотогенерацией (или же – при однородной генерации – в результате влияния поверхностной рекомбинации). Коэффициент биполярной диффузии в направлении y при

этом равен

$$D = \frac{D_p (D_n^* p + D_n n)}{D_n n + D_p p}, \quad (9)$$

т.е. остается равным D_p в электронном полупроводнике и становится равным D_n^* -- в дырочном. При $p = n$

$$D = 2D_p D_n / (D_p + D_n) [1 + (\gamma^2/2)].$$

Рост коэффициента диффузии в направлении y с увеличением поля E_x приводит к "растягиванию" диффузионных длин носителей относительно рекомбинации

$$\left. \begin{aligned} L_p &= L_p^0 (1 + \gamma^2)^{1/2} \quad \text{при } p \gg n, \\ L_p &= L_p^0 [1 + (\gamma^2/2)]^{1/2} \quad \text{при } p = n. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(Отметим, что критерий (6) всегда при этом выполняется, если $L_p^0 \gg L$, что обычно имеет место с большим запасом.)

Зависимость L_p от тянущего поля E_x существенно влияет на полевую зависимость фототока (см., например, работу [5]).

В заключение заметим, что, поскольку в германии длина междолинного рассеяния L почти во всех ситуациях оказывается существенно большей длины остывания (исключая лишь случаи весьма больших концентраций примеси и предельно низких температур) условие $\gamma > 1$, необходимое для существенного растягивания L_p , выполняется еще в негрееющих полях. При низких температурах время междолинного рассеяния τ , определяемое рассеянием с испусканием междолинных фононов, может, однако, оказаться чувствительным к малым разогревам, так что, вообще говоря, $\tau = \tau(E_x)$. Наконец, в биполярном случае междолинное рассеяние может происходить через промежуточное экситонное состояние (подобно тому как предполагается междолинное рассеяние через связанное состояние на донорах в работах [3,4]). При этом τ будет зависеть от p и при высоких уровнях засветки ($p = n$) будет вместе с концентрацией зависеть от y .

Литература

- [1] Э.И.Рашба. ЖЭТФ, 48, 1427, 1965.
 - [2] З.С.Грибников, В.А.Кочелап, Э.И.Рашба. ЖЭТФ, 51, 266, 1966.
 - [3] G.Weinreich, T.M.Sanders, H.G.White. Phys. Rev., 114, 33, 1959.
 - [4] B.Tell, G.Weinreich. Phys. Rev., 143, 584, 1966.
 - [5] З.С.Грибников, В.В.Митин. УФЖ, 14, 240, 1969.
-